

Análise da Susceptibilidade Não Linear no Vidro de Spin Ising Fermiônico

ALEXSANDRA PEREIRA DOS SANTOS¹; CARLOS ALBERTO VAZ DE MORAIS
JÚNIOR²

¹Universidade Federal de Pelotas – xapereira09@gmail.com

²Universidade Federal de Pelotas – carlosvjr@gmail.com

1. INTRODUÇÃO

O estudo de sistemas magnéticos tem sido de grande relevância nas últimas décadas, tanto no que diz respeito a física quanto em suas aplicações tecnológicas (CALLISTER,2002). Um interesse particular surge quando estes sistemas apresentam desordem nas interações. Como é o caso do ordenamento magnético Vidro de Spin VS, descoberto na década de 70. O VS é constituído por uma desordem congelada dos momentos magnéticos de spin para temperaturas menores que a temperatura de transição de fase T_f . A fase VS possui características como pico agudo na susceptibilidade magnética linear χ_1 em T_f a campo nulo, remanência para $T > T_f$, assim como magnetização dependente da frequência do campo magnético aplicado. Finalmente, sistemas VS apresentam uma divergência na susceptibilidade magnética não linear χ_3 em T_f a campo magnético nulo, indicando uma transição de fase de segunda ordem (FISHER E HERTZ,1991). Particularmente, o objetivo deste trabalho é analisar a susceptibilidade magnética linear e não linear a campo magnético longitudinal nulo, como mecanismo de marcação da transição de fase VS. Para isso, o Modelo Vidro de Spin Ising Fermiônico (THEUMANN E GUSMÃO,1984), o qual vem sendo extensivamente empregado na descrição dos VS, é estudado. Neste modelo, os spins são descritos em termo de operadores fermiônicos, com quatro estados distintos por sítio: dois estados magnéticos $|0\uparrow\rangle$ e $|0\downarrow\rangle$ e dois estados não magnéticos $|00\rangle$ e $|\downarrow\uparrow\rangle$. Durante o tratamento analítico, são consideradas duas abordagens distintas: o modelo 4S, o qual permite os quatro estados distintos por sítio e o modelo 2S, no qual os estados não magnéticos são proibidos. Neste trabalho, ênfase é dada ao Modelo Vidro de Spin Ising Fermiônico com restrição nos estados não interagentes (modelo 2S). Como consequência, uma comparação com os resultados encontrados com aqueles do formalismo clássico do modelo SK (SHERRINGTON e KIRKPATRICK, 1975) é realizada.

2. METODOLOGIA

O modelo utilizado é descrito pelo seguinte Hamiltoniano:

$$H = - \sum_{ij} J_{ij} \hat{S}_j^z \hat{S}_i^z \quad \text{com} \quad \hat{S}_i^z = \frac{1}{2} [n_{\uparrow} - n_{\downarrow}], n_{i\sigma} = \hat{c}_{i\sigma}^\dagger \hat{c}_{i\sigma}.$$

O Hamiltoniano é composto por um termo de interação entre os N sítios da rede. A interação é mediada por uma variável aleatória J_{ij} , a qual segue uma distribuição de probabilidade Gaussiana:

$$P(J_{ij}) = e^{\frac{-J_{ij}^2 N}{16J^2}} \sqrt{\frac{N}{16\pi J^2}}$$

O tratamento analítico deste problema encontra-se em detalhes em THEUMANN, SCHMIDT and MAGALHÃES, 2002 e THEUMANN and GUSMÃO, 1984. A função de partição para o modelo 4S é dada por:

$$Z_{4S} = \text{Tr} e^{-\beta H}$$

Para o modelo restrito 2S a função de partição será:

$$Z_{2S} = \text{Tr} \left[e^{-\beta H} \prod_j \delta(n_{j\uparrow} + n_{j\downarrow} - 1) \right] \quad \text{onde} \quad \delta(n_{j\uparrow} + n_{j\downarrow} - 1) = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} dx_j e^{ix_j [n_{j\uparrow} + n_{j\downarrow} - 1]}$$

Onde β é $1/T$ e T é a temperatura. Podemos reescrever Z_{4S} e Z_{2S} na forma de uma integral funcional compacta.

$$Z\{\mu\} = \int D(\phi * \phi) \prod_j \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} dx_j e^{-\mu_j} e^{A\{\mu\}}$$

com

$$A\{\mu\} = \int_0^\beta \left\{ \sum_{j,\sigma} \left[\phi *_{j\sigma}(\tau) \frac{d}{d\tau} \phi_{i\sigma}(\tau) + \mu_j \phi *_{j\sigma}(\tau) - H(\phi *_{j\sigma}(\tau), \phi_{j\sigma}(\tau)) \right] \right\}$$

Para o caso do modelo 4S $\mu_j = 0$ e para o modelo 2S $\mu_j = ix_j$. A energia livre média por sítio dentro do formalismo das réplicas é dada por:

$$F = \frac{1}{2} (\beta J^2) (\bar{\chi}^2 + 2q \bar{\chi}) - \frac{1}{\beta} \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dz e^{\frac{-1}{2} z^2} \ln \{ [1 + e^{(\beta J)^2 \bar{\chi}}] \cosh(z \beta J \sqrt{2q}) + \beta h \}$$

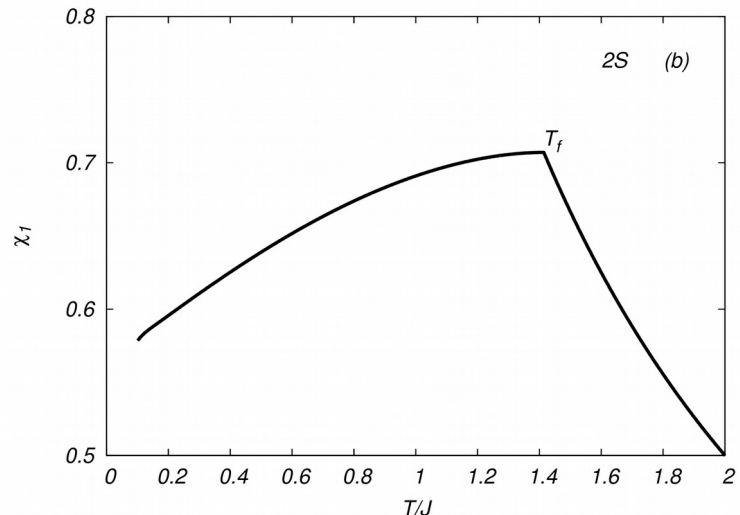
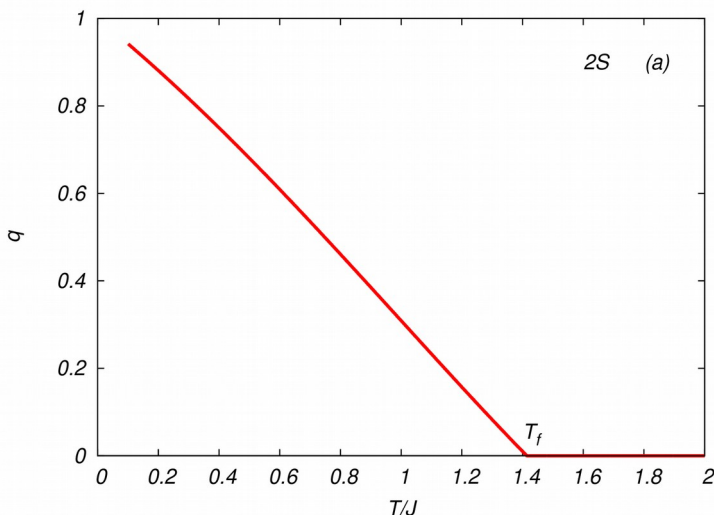
Os parâmetros de ordem são dados por:

$$q = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dz e^{\frac{-1}{2} z^2} \sinh^2(z \beta J \sqrt{2q}) [e^{-(\beta J)^2 \bar{\chi}} + \cosh(z \beta J \sqrt{2q})]^{-2}$$

$$\bar{\chi} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{\infty} dz e^{\frac{-1}{2} z^2} \cosh(z \beta J \sqrt{2q}) [e^{-(\beta J)^2 \bar{\chi}} + \cosh(z \beta J \sqrt{2q})]^{-1} - q$$

Onde $\bar{\chi} = \chi/\beta$ de forma que χ é a susceptibilidade magnética linear dada por: $\chi = \beta(\bar{q} - q)$. Adotaremos $J = 1$ para os cálculos numéricos. Os métodos numéricos utilizados para o cálculo do zero das funções utilizado foi Newton-Raphson, para o cálculo das integrais Romberg e o método de diferenças finitas foi utilizado para o cálculo das derivadas. Os métodos foram implementados através de programa Fortran.

3. RESULTADOS E DISCUSSÃO



para $q=0$ em uma fase paramagnética PM com temperatura crítica de transição de fase $T_f = 1.41$. Em Fig.1 b) observa-se o comportamento da susceptibilidade magnética linear, como esperado ela apresenta um pico em T_f , marcando assim o valor da temperatura para a qual ocorre a transição de fase. Para valores menores que T_f o sistema se encontra na fase vidro de spin. Para valores maiores o sistema encontra-se em uma fase paramagnética, onde $T_f = 1.41$.

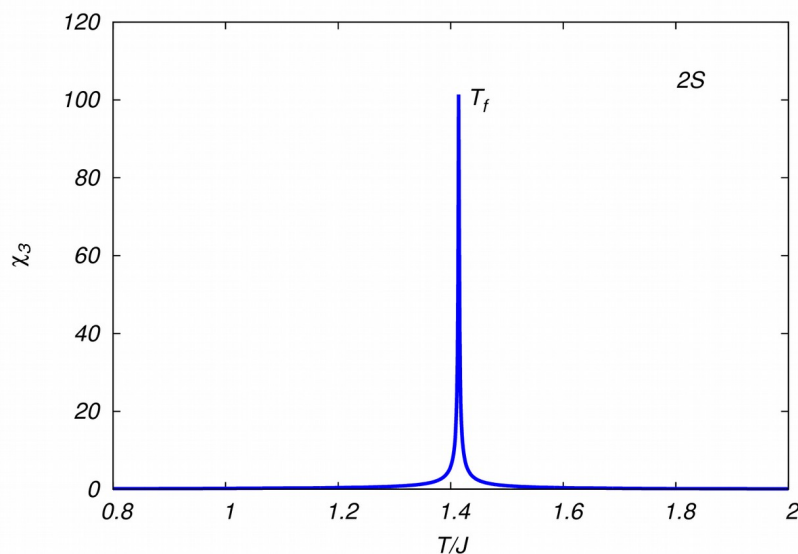


Figura 2: Comportamento da susceptibilidade magnética não linear.

Na Fig.2 é obtido o comportamento da susceptibilidade magnética não linear. A qual apresenta uma descontinuidade em T_f como esperado, onde $T_f = 1.41$. Então para $T > T_f$ o sistema se encontra em uma fase PM e para $T < T_f$ em uma fase VS . A descontinuidade na susceptibilidade magnética linear e a divergência na susceptibilidade magnética não linear são resultados esperados, já que ambas são características da fase VS . Desta forma podemos concluir que além da utilização do parâmetro de ordem q , a transição de fase também pode ser demarcada pelo comportamento de ambas as susceptibilidades magnéticas, linear e não linear, para campo magnético longitudinal nulo. Assim como q , χ_1 e χ_3 apontam o valor da temperatura de transição de fase para $T_f = 1.41J$, indicando uma transição de fase de segunda ordem.

4. CONCLUSÕES

A análise de χ_1 e χ_3 mostra que ambas as susceptibilidades podem ser utilizados como parâmetros de ordem, para campo magnético longitudinal nulo. Estes resultados são reproduções de resultados já obtidos na literatura (MAGALHÃES, MORAIS, ZIMMER, LAZO and NOBRE, 2017) e tem como objetivo providenciar o embasamento teórico necessário para o estudo dos VS em contextos mais complexos.

5. REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

CALLISTER, W. D. **Ciência e Engenharia de Materiais: Uma Introdução**. John Wiley & Sons, Inc., 2002.



FISHER, K.H. ; HERTZ, J.A. **Spin Glasses**, Cambridge, 1991.

MAGALHÃES, S. G.; MORAIS, C. V. ZIMMER, F.M., LAZO M. J., and NOBRE F. D. Nonlinear susceptibility of a quantum spin glass under uniform transverse and random longitudinal magnetic fields. **Physical Review B** **95**, p.064201, 2017.

SHERRINGTON, D.; KIRKPATRICK, S. Solvable Model of a Spin-Glass. **Physical Review Letters**, v.35, n° 26, 1975.

THEUMANN, A.; SCHMIDT, A. A.; MAGALHÃES, S. G. The Ising spin glass in a transverse field revisited. Results of two fermionic models. **Physica A**, v.311, p.498-506, 2002.

THEUMANN, A.; GUSMÃO M.V. Quantum Ising spin-glass. **Phys. Letters A**, v.105, n.6, p. 311-314, 1984.